

УДК 551.596

В.В. БЕЛОВ, **, Ю.Б. БУРКАТОВСКАЯ***, Н.П. КРАСНЕНКО****, *****, М.В. ТАРАСЕНКОВ*, Л.Г. ШАМАНАЕВА**

СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ С УЧЕТОМ РЕФРАКЦИИ

Методом Монте-Карло решена задача о распространении звука в нижнем плоскостратифицированном 500-метровом слое движущейся турбулентной атмосферы. Получены количественные оценки интенсивности прошедшего и многократно рассеянного излучения с учетом влияния рефракционных эффектов.

Ключевые слова: *распространение звука в атмосфере, многократное рассеяние звука, рефракция звука, метод Монте-Карло.*

Введение

Трудности аналитического подхода к решению задачи о распространении звука в пограничном слое атмосферы обуславливают необходимость привлечения численных методов. В работах [1–9] методом статистических испытаний (Монте-Карло) авторами была решена задача о распространении акустического излучения в плоскостратифицированной неподвижной турбулентной атмосфере и получены количественные оценки вклада многократно рассеянного излучения в интенсивность прошедшего излучения.

В данной работе проведено статистическое моделирование процесса распространения акустического излучения в нижнем плоскостратифицированном 500-метровом слое движущейся турбулентной атмосферы с учетом рефракции и получены статистические оценки интенсивности прошедшего акустического излучения и вклада многократного рассеяния в диапазоне звуковых частот 1000–4000 Гц. Рефракция звука происходит на градиентах атмосферной температуры и скорости ветра и приводит к ветровому сносу звуковой волны и появлению дополнительного ослабления за счет искривления траектории ее распространения [10–11]. В дневных условиях температура обычно уменьшается с высотой, что вызывает соответствующие изменения скорости распространения звука, и траектории распространения звуковой волны симметрично изгибаются вверх. При увеличении скорости ветра с высотой траектория распространения звуковых волн в подветренном направлении становится выпуклой, а при распространении в наветренном направлении – вогнутой [12]. При этом в [13] отмечено, что величина ослабления звука при его распространении в наветренном направлении может существенно отличаться от ослабления звука при распространении в подветренном направлении, что свидетельствует о необходимости учета влияния рефракционных эффектов при распространении звукового излучения.

В п. 1 описывается акустическая модель плоскостратифицированной движущейся атмосферы и приводятся модельные профили скорости ветра, используемые в расчетах, а также коэффициентов суммарного ослабления акустического излучения и вероятности выживания фона для диапазона звуковых частот 1000–4000 Гц. В п. 2 обсуждаются геометрические аспекты задачи и особенности модифицированного вычислительного алгоритма, связанные с учетом рефракции. Результаты расчетов интенсивности прошедшего акустического излучения и вклада многократного рассеяния методом Монте-Карло с использованием модифицированного вычислительного алгоритма обсуждаются в п. 3.

1. Акустическая модель плоскостратифицированной движущейся атмосферы

В работе решалась задача о распространении акустического излучения через нижний 500-метровый слой плоскостратифицированной движущейся турбулентной атмосферы. Расчеты проводились для акустической модели атмосферы, базирующейся на теоретических оценках рассеяния звука атмосферной турбулентностью, представленных в [14] для модели Кармана спектров флуктуаций атмосферной температуры и скорости ветра [15]. Атмосфера была разделена на 25 слоев высотой 20 м с постоянными в пределах этих слоев коэффициентами классического и

молекулярного поглощения и рассеяния на турбулентных флуктуациях температуры и скорости ветра. При расчетах высотной зависимости коэффициентов поглощения и рассеяния звука высотные профили давления, скорости звука и атмосферной температуры были взяты для стандартной модели среднеширотной летней атмосферы [16].

Высотный профиль скорости ветра для неустойчивой стратификации задавался логарифмическим законом

$$V(z) = \frac{V_*}{\varepsilon} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = 0,4$ – постоянная Кармана; V_* – скорость трения (масштаб скорости приземного слоя); z_0 – параметр шероховатости подстилающей поверхности, было выбрано $z_0 = 2$ см (травяной покров). Расчеты проводились для значений скорости ветра на высоте флюгера $z = 10$ м равной 0, 2, 4, 6, 8 и 10 м/с. Ветер был направлен вдоль оси x .

Расчетные формулы для коэффициентов классического (σ_{cl}) и молекулярного поглощения (σ_{mol}) и рассеяния на флуктуациях атмосферной температуры (σ_T) и скорости ветра (σ_V) в зависимости от атмосферной температуры T , влажности, звуковой частоты F и внешнего масштаба атмосферной турбулентности L_0 , а также компактные формулы для индикатрис рассеяния на флуктуациях атмосферной температуры $g_T(\theta)$ и скорости ветра $g_V(\theta)$ в зависимости от угла рассеяния θ приведены в [2]. Высотные профили коэффициентов суммарного ослабления акустического излучения

$$\sigma_{att}(z_j) = \sigma_{cl}(z_j) + \sigma_{mol}(z_j) + \sigma_T(z_j) + \sigma_V(z_j) \quad (2)$$

и вероятности выживания фона

$$P_{sc}(z_j) = [\sigma_T(z_j) + \sigma_V(z_j)] / \sigma_{att}(z_j), j = 1, \dots, 25, \quad (3)$$

для звуковых частот в диапазоне $F = 1000$ – 4000 Гц и внешнего масштаба турбулентности $L_0 = 80$ м приведены в [9]. Соответствующие высотные профили для внешнего масштаба $L_0 = 10$ м показаны на рис. 1.

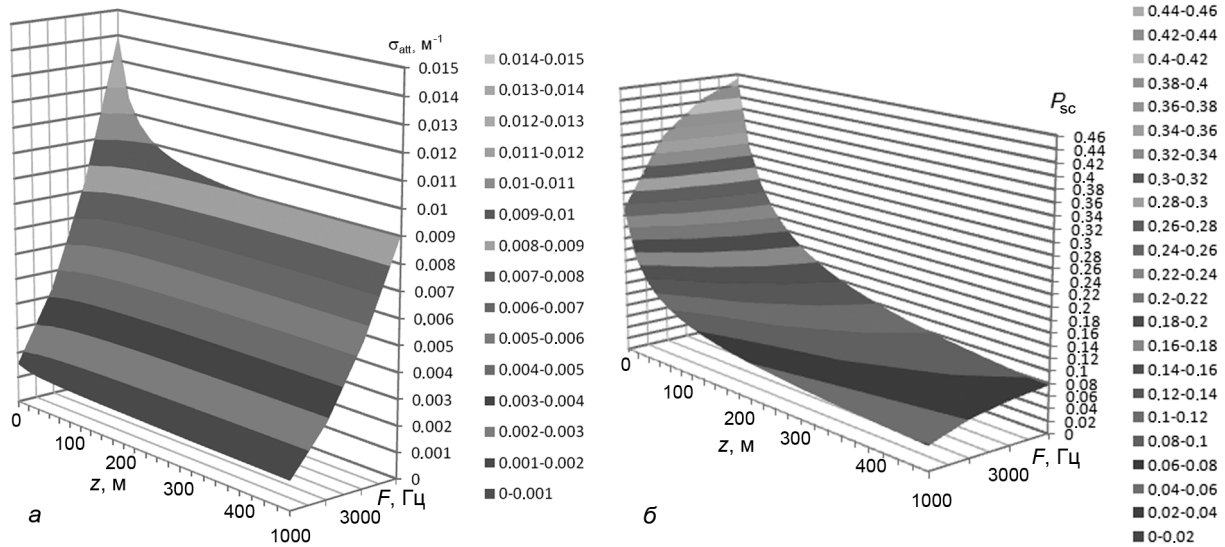


Рис. 1. Высотная зависимость коэффициента суммарного ослабления звука (а) и вероятности выживания фона (б) для частот $F = 1000$ – 4000 Гц и внешнего масштаба турбулентности $L_0 = 10$ м

Из рис. 1, а видно, что для частоты $F = 4000$ Гц и высот $z \leq 240$ м σ_{att} сильно зависит от высоты, уменьшаясь от $0,014 \text{ м}^{-1}$ в приземном слое до $0,009 \text{ м}^{-1}$ при $z = 240$ м; при дальнейшем увеличении высоты он остается практически постоянным. Для частот менее 3000 Гц σ_{att} слабо зависит от высоты. Следует также отметить существенную зависимость коэффициента суммарного ослабления от величины внешнего масштаба турбулентности. Так, если в приземном слое $\sigma_{att} = 0,21 \text{ м}^{-1}$ для $L_0 = 80$ м и $F = 4000$ Гц [9], то для $L_0 = 10$ м и этой же частоты, как видно из рис. 1, а,

$\sigma_{\text{att}} = 0,014 \text{ м}^{-1}$, то есть на 93 % меньше. Кроме того, если величина турбулентного ослабления для $L_0 = 80 \text{ м}$ становится сравнимой с величиной молекулярного поглощения для частоты 2000 Гц ($P_{\text{sc}} \geq 0,5$) [9], то для $L_0 = 10 \text{ м}$, как видно из рис. 1, б, она остается меньше величины молекулярного поглощения ($P_{\text{sc}} \geq 0,46$) во всем рассматриваемом диапазоне звуковых частот.

На рис. 2 показаны нормированные индикатрисы рассеяния звука на флуктуациях температуры и скорости ветра для внешнего масштаба $L_0 = 10 \text{ м}$; соответствующие индикатрисы для внешнего масштаба $L_0 = 80 \text{ м}$ приведены в [9].

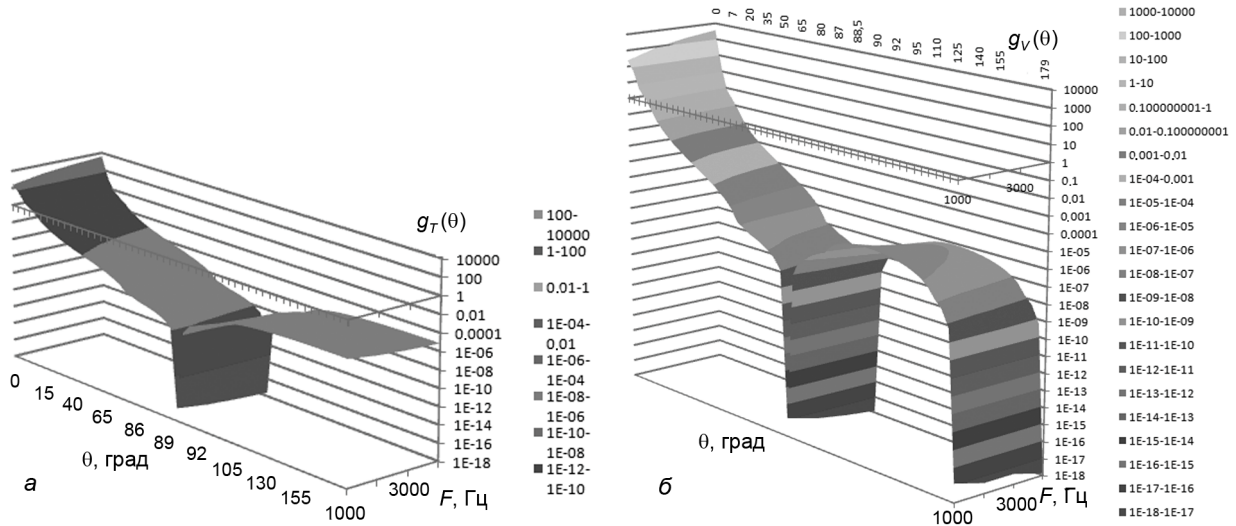


Рис. 2. Нормированные индикатрисы рассеяния звука на флуктуациях температуры (а) и скорости ветра (б) для частот $F = 1000\text{--}4000 \text{ Гц}$ и внешнего масштаба турбулентности $L_0 = 10 \text{ м}$

2. Геометрические аспекты задачи и особенности модифицированного вычислительного алгоритма

Решалась также задача о вертикальном распространении излучения источника звуковой мощностью 1 Вт с круговой излучающей апертурой диаметром 1 м, углом расходимости $\phi = 2,5\text{--}25^\circ$ и плотностью распределения

$$f(R) = A \left(\cos^2 \left(\frac{\pi R_s}{2} \right) + 0,1 \right), \quad (4)$$

где $0 \leq R_s \leq 0,5$, константа A выбиралась из условия нормировки. Плотность распределения начального направляющего косинуса угла с осью Oz моделировалась как гауссова. Источник излучения располагался на оси Oz , на высоте $H_s = 35 \text{ м}$ над абсолютно поглощающей поверхностью земли. С учетом симметрии задачи оценивалась зависимость распределения интенсивности прошедшего и многократно рассеянного излучения по горизонтальной плоскости детектора от расстояния H от вертикальной оси, отсчитываемой в положительном (навстречном) и отрицательном (подветренном) направлении оси x .

Вычислительный алгоритм, блок-схема которого представлена в [7], был модифицирован для решения задачи переноса акустического излучения в плоскостратифицированной движущейся атмосфере с учетом рефракции. В нем использовалась процедура Geom_r, которая позволяет рассчитывать расстояния до границ слоев, на которые разделена плоскопараллельная атмосфера, а также направления лучей в каждом из слоев.

Исходными данными для процедуры являются номер текущего слоя j , начальные координаты фонона $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ и начальное направление вылета фонона $\boldsymbol{\omega}_0 = (a_1, b_1, c_1)$. Геометрическая схема траекторий фонона при его распространении в положительном направлении оси z (к верхней границе атмосферы, $c_1 > 0$) и наоборот (по направлению к подстилающей поверхности, $c_1 < 0$) показаны на рис. 3, а и б соответственно.

Пусть $\mathbf{R}(x, y)$ – горизонтальные координаты фонона, тогда [17]

$$\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial z} = \frac{C \kappa \cos \xi + \frac{[C(w_0 - V_h \kappa \cos \xi) - V_z \chi] V_h}{(C^2 - V_z^2)}}{\chi}, \quad (5)$$

где C – текущая скорость звука; $\kappa = i \cos v + j \sin v$, v характеризует азимутальное направление нормали $\mathbf{n}$ в точке вылета фонона; ξ – угол между $\mathbf{n}$ и горизонтальной плоскостью (угол скольжения нормали) в точке вылета фонона;

$$w_0 = C_0 + V_{h0} \kappa \cos \xi + V_{z0} \sin \xi \quad (6)$$

– фазовая скорость звука в точке вылета фонона; C_0 , V_{h0} , V_{z0} – значения скорости звука и горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра в точке вылета фонона;

$$\chi = \pm \sqrt{(w_0 - V_h \kappa \cos \xi)^2 - (C^2 - V_z^2) \cos^2 \xi} \quad (7)$$

– параметр, причем знак «+» берется, когда луч восходящий, и знак «-» – когда луч нисходящий. В точке поворота луча $\chi = 0$. При численных расчетах ее находят итерационным методом из условия $\chi = 0$ и отдельно рассчитывают траекторию фонона до и после этой точки.

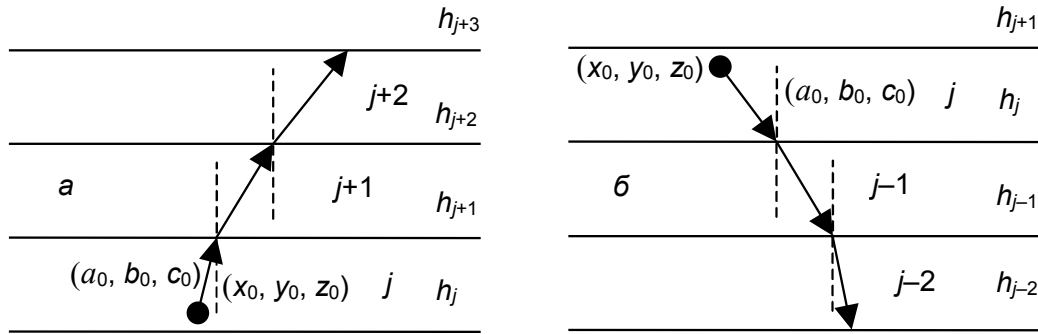


Рис. 3. Траектории распространения фонона в среде

В нашей модели $V_z = V_{z0} = 0$, а векторы V_{h0} и V_h направлены вдоль оси Ox . Атмосфера плоскостратифицированная, слои параллельны земной поверхности. С учетом этого расчетные формулы принимают вид

$$\frac{\Delta x}{\Delta z} = \frac{C \cos v \cos \xi + \frac{w_0 V_h}{C}}{\chi}, \quad \frac{\Delta y}{\Delta z} = \frac{C \sin v \cos \xi}{\chi}, \quad (8)$$

$$w_0 = C_0 + V_{h0} \cos v \cos \xi, \quad \chi = \pm \sqrt{(w_0 - V_h \cos v \cos \xi)^2 - C^2 \cos^2 \xi}. \quad (9)$$

В ходе выполнения процедуры рассчитываются следующие величины:

- 1) количество слоев, которые пересекает траектория фонона вплоть до границы атмосферы n_l ;
- 2) расстояние от точки $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ до границ слоев плоскопараллельной атмосферы вдоль траектории (которая теперь является ломаной линией) l_i , $i = 1, \dots, n_l$;
- 3) акустическая длина траектории от точки $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ до границы атмосферы вдоль луча τ ;
- 4) координаты точек пересечения луча с границами слоев (x_i, y_i, z_i) , $i = 1, \dots, n_l$;
- 5) направляющие косинусы фонона в каждом из слоев (a_i, b_i, c_i) .

Алгоритм расчета указанных выше величин следующий.

1. Разыгрывается акустическая длина свободного пробега фонона τ по формуле $\tau = -\ln(\text{rand})$, где rand – равномерно распределенная в интервале $[0, 1]$ случайная величина. Полагаем $i = 1, j_0 = j$.

2. Определяется расстояние от точки $\mathbf{r}_0$ до границ слоев. Расчетные формулы в зависимости от направления движения фонона имеют вид

- при $c_1 < 0$:

$$l_0 = 0, \quad l_1 = (h_j - z_0) / c_1; \quad (10)$$

- при $c_1 > 0$:

$$l_0 = 0, \quad l_1 = (h_{j+1} - z_0) / c_1. \quad (11)$$

3. Определяется акустическая длина траектории от точки $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ до границы следующего слоя атмосферы:

$$L = l_1 \sigma_{\text{att}}(j). \quad (12)$$

Если $L > \tau$, полагаем

$$L = \tau, \quad l_1 = L / \sigma_{\text{att}}(j). \quad (13)$$

4. Рассчитываются координаты следующей точки изменения траектории:

$$x_1 = x_0 + a_0 l_1, \quad y_1 = y_0 + b_0 l_1, \quad z_1 = z_0 + c_0 l_1. \quad (14)$$

5. Если $L < \tau$, определяется направление луча в следующем слое атмосферы:

$$w_0 = C(j_{i-1}) + V(j_{i-1})a_{i-1}, \quad \chi = \text{sign}(c_{i-1}) \sqrt{(w_0 - V(j_i)a_{i-1})^2 - (C(j_i)\sqrt{1-c_{i-1}^2})^2}. \quad (15)$$

Иначе идем на шаг 10.

6. Определяются координаты точки пересечения траектории с границей следующего слоя

$$\Delta x = \left(\frac{(w_0 - V(j_i)a_{i-1})V(j_i)}{C(j_i)} + C(j_i)a_{i-1} \right) \frac{\text{sign}(c_{i-1})\Delta h}{\chi}, \quad \Delta y = C(j_i)b_{i-1} \frac{\text{sign}(c_{i-1})\Delta h}{\chi}, \quad \Delta z = \Delta h. \quad (16)$$

Полагаем $i = i + 1$,

$$x_i = x_{i-1} + \Delta x, \quad y_i = y_{i-1} + \Delta y, \quad z_i = z_{i-1} + \Delta z. \quad (17)$$

7. Вычисляется длина и акустическая длина пробега фонона в очередном слое:

$$S_i = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}; \quad (18)$$

$$l_i = \sigma_{\text{att}}(i)S_i. \quad (19)$$

8. Вычисляются направляющие косинусы

$$a_i = \frac{\Delta x}{S_i}, \quad b_i = \frac{\Delta y}{S_i}, \quad c_i = \text{sign}(c_{i-1}) \frac{\Delta z}{S_i}. \quad (20)$$

9. Если $L + l_i < \tau$, полагаем $L = L + l_i$ и идем на шаг 5. Иначе полагаем $S_i = (\tau - L) / \sigma_{\text{att}}(i)$ и пересчитываем координаты точки следующего события:

$$x_i = x_{i-1} + a_i S_i, \quad y_i = y_{i-1} + b_i S_i, \quad z_i = z_{i-1} + c_i S_i. \quad (21)$$

10. Конец процедуры. Разыгрывается новое событие (поглощение или рассеяние).

Расчеты проводились на персональном компьютере для 10^7 фононных историй, что обеспечивало погрешность в области максимума интенсивности в диапазоне 3–10 %. Время расчета отдельной реализации не превышало 10–15 мин. Результаты расчетов представлены далее.

3. Статистические оценки влияния рефракции на распределение интенсивности прошедшего акустического излучения

На рис. 4 приведены распределения интенсивности прошедшего I_{tr} (а и в) и многократно рассеянного I_{ms} (б и г) источника акустической мощностью 1 Вт с круговой апертурой диаметром

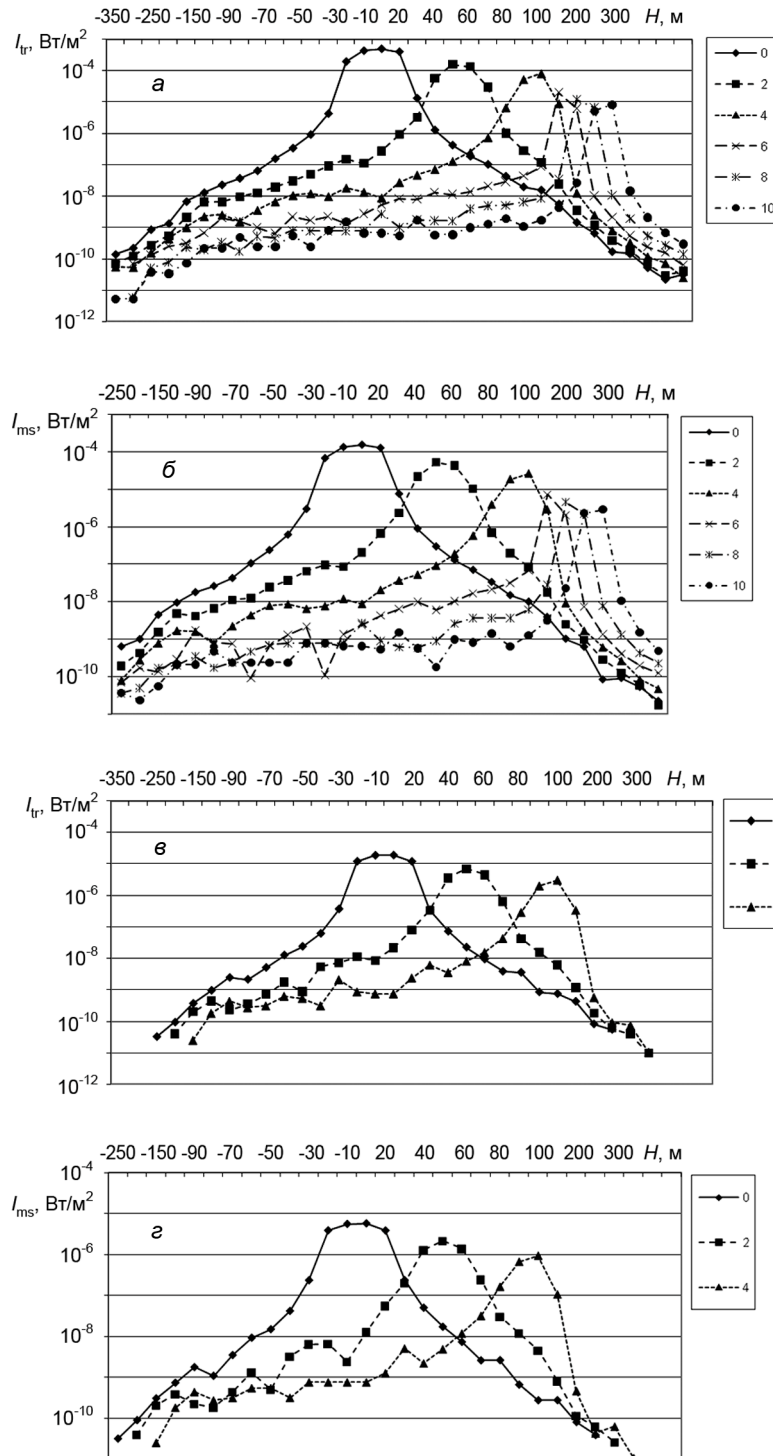


Рис. 4. Распределение интенсивности прошедшего (I_{tr} , а и в) и многократно рассеянного акустического излучения (I_{ms} , б и г) по зонам детектора с учетом рефракции в зависимости от расстояния H до оси Oz для $F = 1000$ Гц (а и б) и 4000 Гц (в и г), $L_0 = 80$ м (а и б) и 15 м (в и г), угла расходимости источника $\phi = 2,5^\circ$ и значений скорости ветра на высоте флюгера $z = 10$ м, в м/с, указанных цифрами на рисунке

1 м и гауссовым распределением излучения в зависимости от расстояния H от оси Oz в наветренном ($H > 0$) и подветренном ($H < 0$) направлении для звуковых частот $F = 1000$ Гц (a и b) и 4000 Гц (v и z), угла расходимости источника $\phi = 2,5^\circ$ и указанных на рисунке значений скорости ветра на высоте $z = 10$ м. Здесь же показаны соответствующие распределения интенсивности излучения без учета рефракции.

Из рис. 4 видно, что максимум интенсивности как прошедшего, так и многократно рассеянного излучения смещается по направлению ветра пропорционально его величине, при этом без учета рефракции, максимальное значение интенсивности прошедшего излучения на частоте 1000 Гц равно $I_{tr\ max} = 5,03 \cdot 10^{-4}$ Вт/м², а с учетом рефракции для значения скорости горизонтального ветра на высоте флюгера $V_{10} = 2$ м/с, $I_{tr\ max} = 1,62 \cdot 10^{-4}$ Вт/м², то есть уменьшается в 3 раза. Вклад многократного рассеяния в интенсивность прошедшего излучения в области максимума составляет 32 %. Ширина распределения также уменьшается, и оно становится более асимметричным с ростом вертикального градиента скорости ветра.

Из рис. 4, v и z видно, что для частоты 4000 Гц без учета рефракции $I_{tr\ max} = 1,9 \cdot 10^{-5}$ Вт/м²; при $V_{10} = 2$ м/с $I_{tr\ max} = 7 \cdot 10^{-6}$ Вт/м², то есть уменьшается в 2,7 раза.

Заключение

В данной работе предложен и реализован алгоритм учета рефракции при моделировании методом Монте-Карло процесса распространения акустического излучения в движущейся турбулентной атмосфере. Получены количественные оценки влияния рефракционных эффектов и многократного рассеяния на распространение звука в плоскостратифицированном 500-метровом приземном слое атмосферы. Установлено, что для рассмотренной геометрической схемы численных экспериментов рефракция приводит к сносу максимума прошедшего излучения вдоль направления ветра, величина которого пропорциональна градиенту скорости ветра, при этом ширина максимума уменьшается с увеличением скорости ветра, а его дополнительное ослабление может достигать 2,7–3 раза. Вклад многократного рассеяния в интенсивность прошедшего излучения в области максимума превышает 30 %-й уровень.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байкалова Р.А., Креков Г.М., Шаманаева Л.Г. // Оптика атмосферы и океана. – 1988. – Т. 1. – № 5. – С. 25–30.
2. Шаманаева Л.Г., Буркатовская Ю.Б. // Изв. вузов. Физика. – 2004. – № 12. – С. 71–76.
3. Shamanaeva L.G. and Burkatovskaya Yu.B. // Proc. 12th International Symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans / eds. P. Anderson, S. Bradley, S. von Hunerbein. – Cambridge, UK, 2004. – P. 145–148.
4. Shamanaeva L. and Burkatovskaya Yu. // International Symposium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing. Extended Abstracts/ ed. S. Emeis. – Garmisch-Partenkirchen, Germany, 2006. – P. 14–16.
5. Шаманаева Л.Г., Буркатовская Ю.Б. // Изв. вузов. Физика. – 2007. – № 10. – С. 86–90.
6. Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – № 12. – С. 14–19.
7. Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. // Материалы XVI Междунар. симп. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». – Томск, 2009. – С. 142–146.
8. Belov V.V., Burkatovskaya Yu. B., Krasnenko N.P., and Shamanaeva L.G. // 15th International Symposium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing. – Paris, France, 2010. <http://www.isars2010.uvsq.fr>, P. P-RET/01-1–P-RET/01-4.
9. Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. // Оптика атмосферы и океана. – 2011. – Т. 24. – № 12. – С. 1072–1077.
10. Attenborough K., Li K.M., and Horoshenkov K. Predicting outdoor sound. – London; New York: Taylor & Francis, 2007. – 441 p.
11. Salomons E.M. Computational atmospheric acoustics. – Dordrecht; Boston; London: Kluwer Academic Publishers, 2001. – 335 p.
12. Осташев В.Е. Распространение звука в движущихся средах. – М.: Наука, 1992. – 206 с.
13. Delany M.E. // Acustica. – 1977. – V. 38. – P. 201–223.
14. Baikalova R.A., Krekov G.M., and Shamanaeva L.G. // J. Acoust. Soc. Amer. – 1988. – V. 83. – No. 4. – P. 1332–1335.

15. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1976. – 277 с.
16. Глаголев Ю.А. Справочник по физическим параметрам атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 210 С.
17. Богушевич А.Я., Красненко Н.П. // Оптика атмосферы и океана. – 1994. – Т. 7. – № 9. – С. 1258–1274.

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 15.06.11.

**Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

***Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия

****Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,
г. Томск, Россия

*****Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск, Россия

E-mail: belov@iao.ru; sima@iao.ru; krasnenko@imces.ru

Белов Владимир Васильевич, д.ф.-м.н., засл. деят. науки РФ, зав. лабораторией ИОА СО РАН, профессор ТГУ;

Буркатовская Юлия Борисовна, к.ф.-м.н, доцент;

Красненко Николай Петрович, д.ф.-м.н., профессор, ведущ. науч. сотр. ИМКЭС СО РАН, профессор ТУСУРа;

Тарасенков Михаил Викторович, к.ф.-м.н., науч. сотр.;

Шаманаева Людмила Григорьевна, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.